5. В. П. Грачухо, М. А. Гуревич и др. Двенадцатая Всесоюзная конференция по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Тез. докл. Одесса, 1976.
6. С. Л. Харатян, В. Г. Вакина, Ю. М. Григорьев. ФГВ, 1976, 12, 5.
7. А. С. Бай, Д. И. Лайнер и др. Окисление титана и его сплавов. М., «Металлургия», 1970.

К ТЕОРИИ РАЗРУШЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ АБЛИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

Е. М. Пузырев, О. Ю. Троицкий

(Томск)

В настоящее время наиболее перспективны теплозащитные системы с разрушающимися покрытиями, которые характеризуются «жертвенным» удалением поверхностного слоя ради защиты более глубоких слоев и собственно аппарата. Типичные представители таких систем — это коксующиеся вещества, к которым относятся модифицированные эпоксидные материалы, материалы на фенольной связке и т. д.

В настоящей работе предполагается следующий механизм разрушения. При высоких температурах происходит термическое разложение (пиролиз) материала [1] с образованием газообразных продуктов и пористого прококсованного слоя. С течением времени t толщина пористого прококсованного слоя h растет, вызывая увеличение перепада давления p фильтрующегося газа. Появляющиеся при этом нормальные напряжения постепенно достигают критической величины и приводят к срыву прококсованного слоя. Затем указанный процесс повторяется. Его частота зависит от условий теплового воздействия на покрытие и вида материала [3, 4] защиты.

С целью выяснения основных закономерностей задачу будем рассматривать в упрощенном виде: исходная структура с плотностью ρ_0 разлагается при постоянной температуре T_S (r — теплота разложения), подвод тепла к фронту разложения осуществляется теплопроводностью по скелету, температура уходящих газов и коксового слоя T одинаковы [2], тепловая нестационарность не оказывает существенного влияния, все характеристики (пористость ε и теплопроводность λ слоя, теплоемкость c и вязкость μ газа) постоянны, газ идеальный. Массовый расход фильтрующегося газа G с плотностью ρ определяется скоростью продвижения фронта разложения или тепловым потоком $q=-\lambda dT/dx$, поступающим к границе фазового перехода $x=h$

$$G=\varepsilon\rho_0\cdot dh/dt=-\lambda/r\cdot dT/dx|_{x=h};\quad T(x=h)=T_S$$

или в безразмерном виде при $y=m$

$$-d\vartheta/dy=dm/d\tau|_{y=m},\quad \vartheta(m)=\vartheta_S, \tag{1}$$

где $\vartheta=Tc/r$; $m=h/l$; $y=x/l$; $\tau=t\lambda/l^2c\varepsilon\rho_0$; l — толщина покрытия.

Поток тепла можно определить из уравнения переноса:

$$cG\cdot dT/dx=c\rho_0\varepsilon\cdot dh/dt\cdot dT/dx=-\lambda\cdot d^2T/dx^2$$

или

$$dm/d\tau\cdot d\vartheta/dy+d^2\vartheta/dy^2=0 \tag{2}$$

с граничными условиями, которые зависят от закона теплового воздействия на внешней границе, где закреплено начало координат $x=0$ (координата x направлена в глубь покрытия)

$$T=T_0;\quad -\lambda\cdot dT/dx=q_0;\quad -\lambda\cdot dT/dx=\alpha(T_e-T_0)$$

или при $y=0$

$$\vartheta=\vartheta_0;\quad d\vartheta/dy=-q_0cl/\lambda r=-k;\quad d\vartheta/dy=\alpha l/\lambda(\vartheta_e-\vartheta_0)=\mathrm{Bi}(\vartheta_e-\vartheta_0), \tag{3}$$

где T_0, q_0 — температура и тепловой поток на поверхности покрытия; $\mathrm{Bi}=\alpha\cdot l/\lambda$ — критерий Био; α — коэффициент теплоотдачи; T_e — температура окружающей среды.

Приведенные здесь условия классифицируются как граничные условия первого — I, второго — II и третьего — III рода соответственно. Решая уравнение (2) с учетом

$\vartheta(y=m)=\vartheta_S$, имеем

$$\vartheta-\vartheta_S=C_N[\exp(-y\cdot dm/d\tau)-\exp(-m\cdot dm/d\tau)], \tag{4}$$

где константа интегрирования C_N определяется типом граничного условия:

$$C_{\mathrm{I}}=\frac{\vartheta_0-\vartheta_s}{1-\exp(-m\cdot dm/d\tau)};\quad C_{\mathrm{II}}=\frac{k}{dm/d\tau};\quad C_{\mathrm{III}}=\frac{\mathrm{Bi}(\vartheta_e-\vartheta_S)}{\frac{dm}{d\tau}\left\{1+\frac{\mathrm{Bi}[1-\exp(-m\cdot dm/d\tau)]}{dm/d\tau}\right\}}. \tag{5}$$

Подставляя выражение температурного профиля (4) в соотношение (1), получим уравнение для динамики продвижения фронта пиролиза $m(\tau)$

$$C_N\cdot\exp(-m\cdot dm/d\tau)=1. \tag{6}$$

Решение этого уравнения для граничного условия первого рода имеет вид $[m(\tau=0)=0]$

$$m=\sqrt{\tau\cdot\ln[(1+\vartheta_0-\vartheta_S)^2]}. \tag{7}$$

Решение уравнений (6) для граничных условий второго и третьего рода можно найти приближенно для малых значений $m\cdot dm/d\tau$, используя приближение $\exp(-m\times\times dm/d\tau)\simeq 1-m\cdot dm/d\tau$. Для граничных условий второго рода получим

$$m=(\sqrt{2\tau k^2+1}-1)/k. \tag{8}$$

Аналогично для конвективного теплообмена будет

$$m=(\sqrt{2ab\tau+1}-1)/a, \tag{9}$$

где $a=\mathrm{Bi}(1+\vartheta_e-\vartheta_S)$; $b=\mathrm{Bi}(\vartheta_e-\vartheta_S)$.

Используя эти приближения, несложно дать более точные решения для граничных условий второго

$$m=\frac{\exp(-1)}{2k}\left\{\exp\left(\frac{1}{\sqrt{2k^2\tau+1}}\right)[2k^2\tau+1+\sqrt{2k^2\tau+1}]-\right.$$
$$\left.-\mathrm{Ei}\left(\frac{1}{\sqrt{2k^2\tau+1}}\right)+\mathrm{Ei}(1)\right\}-\frac{1}{k} \tag{10}$$

и третьего рода

$$m=\frac{b}{2a^2}\exp\left(-\frac{b}{a}\right)\left\{\exp\left(\frac{b}{a\sqrt{1+2ab\tau}}\right)\cdot\left[\frac{1+\frac{b}{a\sqrt{1+2ab\tau}}}{\frac{b^2}{a^2(1+2ab\tau)}}\right]-\mathrm{Ei}\left(\frac{b}{a\sqrt{1+2ab\tau}}\right)-\right.$$
$$\left.-\exp\left(\frac{b}{a}\right)\left(a\cdot\frac{a+b}{b^2}\right)+\mathrm{Ei}\left(\frac{b}{a}\right)\right\}-\mathrm{Bi}\cdot\tau. \tag{11}$$

Для определения нормальных напряжений, возникающих при фильтрации продуктов разложения, воспользуемся формулой Эргуна [5], которая позволяет рассчитывать перепады давления

$$\frac{dp}{dx}=\frac{150\mu(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^3}\cdot\frac{G}{\rho}+\frac{1,75(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3}\cdot\frac{G^2}{\rho}=\frac{150\mu(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^2}\cdot R\cdot\rho_0\cdot\frac{dh}{dt}\cdot\frac{T}{p}+$$
$$+\frac{1,75(1-\varepsilon)}{D\varepsilon}\cdot R\rho_0^2\left(\frac{dh}{dt}\right)^2\frac{T}{p}. \tag{12}$$

Здесь $D=6/a_V$; a_V — суммарная поверхность пор в единице объема слоя с пористостью ε, $\rho=p/RT$. Первый член уравнения (12) соответствует ламинарному, а второй — развитому турбулентному течению.

Максимальное давление $p(m)$ будет в слое разложения $y=m$ $(x=h)$ и его величина определяется интегрированием (12) от 0 до $h(m)$ при заданном значении давления на поверхности $y=0(x=0)$ $p(0)$

$$\frac{p(m)^2-p(0)^2}{A}=\left(1+\frac{1,75\lambda D}{150\cdot l\cdot c\cdot\mu(1-\varepsilon)}\cdot\frac{dm}{d\tau}\right)\left[m\frac{dm}{d\tau}(\vartheta_S-1)+\exp\left(m\frac{dm}{d\tau}\right)-1\right], \tag{13}$$

где $A=300(1-\varepsilon)^2R\mu\lambda r/D^2\varepsilon^3c^2$. Это выражение получается в предположении постоянства вязкости с учетом соотношений (2), (6). Если течение газа ламинарно $D\varepsilon\rho_0/(1-\varepsilon)\mu\cdot dh/dt\leqslant 10$, то второй член в решении (12) можно отбросить.

Для каждого материала существует максимальный перепад давления $\Delta p_{\max}=p(m)-p(0)$, при котором прококсовавшийся слой отрывается от покрытия. Зная $\Delta p_{\max}$ и $p(0)$, нетрудно оценить величину $[p(m)^2-p(0)^2]_{\max}$ и далее по известной картине пиролиза $m(\tau)$ (7)—(11) можно рассчитать характерное время отрыва τ_*. Здесь рассматривается случай ламинарного течения в тонких порах. В рамках данной модели при граничных условиях первого рода (7) изменений давления нет

$$[p(m)^2-p(0)^2]/A=(\vartheta_S-1)/2\cdot\ln(1+\vartheta_0-\vartheta_S)+(1+\vartheta_0-\vartheta_S)^2-1. \tag{14}$$

Для граничных условий второго рода в приближении (8)

$$[p(m)^2-p(0)^2]/A=(\vartheta_S-1)\cdot(1-1/\sqrt{2k^2\tau+1})+\exp(1-1/\sqrt{2k^2\tau+1})-1, \tag{15}$$

при малых $k^2\tau$

$$\frac{p(m)^2-p(0)^2}{A}\simeq\vartheta_S\left(k^2\tau-\frac{3}{2}k^4\tau^2+\ldots\right)+\frac{\left(k^2\tau-\frac{3}{2}k^4\tau^2+\ldots\right)^2}{2}+\ldots \tag{16}$$

Для граничных условий третьего рода (9) можно получить аналогичные результаты

$$[p(m)^2-p(0)^2]/A=(\vartheta_S-1)\,(b/a-b/a\sqrt{2ab\tau+1})+\exp(b/a-b/a\sqrt{2ab\tau+1})-1. \tag{17}$$

Используя решения (15)—(17) или для более сложных законов пиролиза (10), (11), можно определить время τ_*. Так, в примере (16) его оценка имеет вид

$$\tau_{*\mathrm{II}}\simeq\frac{1}{k^2}\cdot\frac{-\vartheta_S+\sqrt{\vartheta_S^2-2(1-3\vartheta_S)\dfrac{[p(m)^2-p(0)^2]_{\max}}{A}}}{1-3\vartheta_S}\simeq$$

$$\simeq\frac{[p(m)^2-p(0)^2]_{\max}}{Ak^2\vartheta_S}. \tag{18}$$

Соответствующая оценка (17) дает

$$\tau_{*\mathrm{III}}=[p(m)^2-p(0)^2]/b^2A\vartheta_S. \tag{19}$$

За время $\tau>\tau_*$ при рассмотренном механизме разрушения покрытие уменьшится на толщину l_p

$$l_p=m_*(\tau/\tau_*)_N, \tag{20}$$

где $(\tau/\tau_*)_N$ — целое число, равное числу циклов; m_* — глубина разложения покрытия за один цикл $\tau=\tau_*$.

Из физики процесса и решений (8)—(11) видно, что в течение цикла скорость разложения покрытия $dm/d\tau$ со временем уменьшается. Поэтому покрытия с бо́льшими τ_* будут разрушаться медленнее. Переходя в формулах (18), (19) к размерным величинам, определим, что для теплозащитных покрытий следует выбирать материалы с повышенным значением критерия L:

$$L\sim t_*\cdot\ L=D^2\varepsilon^4r^2\rho_0/\mu R(1-\varepsilon)^2T_S\cdot[p(m)^2-p(0)^2]. \tag{21}$$

Из этого соотношения видно существенное влияние пористости ε, диаметра пор D и прочностной характеристики $p(m)^2-p(0)^2$ пористого слоя.

Предложенная выше модель и проведенный анализ являются приближенными. Для улучшения их соответствия реальной картине можно ввести учет ряда факторов: нестационарный прогрев покрытия, переменность теплофизических свойств, наличие нескольких фазовых переходов и жидкой фазы, переменность граничных условий и т. д. Однако уже на данном уровне можно получить результаты, позволяющие приближенно описать процесс и выявить основные его закономерности по (4), (8)—(11), (14)—(21).

Поступила в редакцию
14/XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Мадорский. Термическое разложение органических полимеров. М., «Мир», 1967.
2. W. T. Barry, W. H. Sutton. Conference on Behavior of plastics in Advanced Flight Vehicle Environments (Wright Air Dev. TR 60—101, Feb. 1960), p. 175.
3. С. М. Скала, Л. М. Гильберт. Ракетная техника, 1962, 6.
4. Ж. Метью. РТК, 1964, 9.
5. Р. Берд, В. Стьюарт, Е. Лайтфут. Явления переноса. М., «Химия», 1974.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ В ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ЛИСТОВОГО ЗАРЯДА ВВ

Э. Э. Лин, А. В. Сиренко, А. И. Фунтиков

(Москва)

Задача об отражении нестационарной плоской ударной волны от жесткой стенки рассматривалась в [1, 2]. Давление в отраженной волне может быть найдено путем численного решения уравнений газовой динамики [1]. Цель данной работы — экспериментальное изучение изменения давления на жесткой стенке со временем при отражении воздушной ударной волны, созданной взрывом плоского заряда ВВ. В [2] получено решение для отражения сильной плоской ударной волны точечного взрыва в аналитическом виде в предположении о равенстве нулю градиента давления вблизи стенки

$$p(t)=p^0[(t_0-T_0)/(t-T_0)]^k, \quad T_0=t_0-\mu L/D^0, \quad t\geqslant t_0,$$

где t_0 — время прихода фронта ударной волны; p^0 — давление на стенке в момент отражения t_0, k — показатель адиабаты; L — координата стенки; D^0 — скорость фронта падающей ударной волны в момент отражения; $\mu(k)$ — функция, вид которой приведен в [2]. Для расчета давления на стенке после отражения достаточно знать лишь координату стенки и время прихода фронта ударной волны. Остальные параметры можно найти, используя решение задачи о сильном точечном взрыве [3] и соотношения для сильных ударных волн [1].

Для заданной координаты стенки время прихода фронта ударной волны можно вычислить по формулам сильного точечного взрыва. При этом, однако, необходимо либо расчетным путем, либо экспериментально оценить долю энергии взрыва, перешедшей в энергию ударной волны. Более простым способом нахождения t_0 представляется его прямое измерение в конкретных условиях опыта.

В данной работе предпринята попытка описать зависимость давления от времени на жесткой стенке аналитической формулой [2] с параметром t_0, найденным экспериментально. Ударная волна создавалась взрывом плоского заряда листового ВВ в ударной трубе. Ударная труба выполнялась в виде полого стального цилиндра с внутренним диаметром 0,09 м и длиной 1 или 2 м. К одному из торцов трубы прикреплялась плоская стальная пластина толщиной 0,025 м, отвечающая абсолютно жесткой стенке. Второй торец оставался открытым. Внутри трубы на половине ее длины помещался плоский заряд листового ВВ толщиной $\Delta=0{,}54\cdot10^{-3}$ м. Расстояние до жесткой стенки $L=0{,}5$ и 1 м. Заряд инициировался в четырех точках, лежащих на его диаметре.

На жесткой стенке устанавливался пьезоэлектрический датчик давления на основе α-кварца. Показания датчика позволяли регистрировать время прихода фронта ударной волны к стенке и давление в отраженной ударной волне. В некоторых опытах датчик устанавливался на боковой поверхности трубы на расстоянии 0,05 м от стенки. В этом случае он регистрировал давление в падающей и в отраженной ударных волнах. Сопоставление показаний датчика на торце и на боковой поверхности трубы позволяло судить о характере зависимости давления в отраженной волне от расстояния вблизи жесткой стенки.

Проводилась также скоростная фоторегистрация движения ударной волны в аналогичной трубе из оргстекла. В этих опытах измерялись время прихода и скорость падающей ударной волны. На рис. 1 представлены осциллограммы давления на жесткой стенке и на боковой поверхности трубы. В отраженной волне нарастание сигнала на боковой поверхности трубы происходит более плавно, чем при регистрации на жесткой стенке. Аналогичный характер нарастания сигнала с датчика, расположенного на боковой поверхности трубы, наблюдался при регистрации отражения стационарной ударной волны в диафрагменной воздушной ударной трубе [4]. В [4] такой характер записи объясняется взаимодействием отраженной ударной волны с пограничным слоем в трубе.